Die 4 Sterne der Tabelle, deren Lichtkurven mit pec bezeichnet sind, haben alle kleine Amplituden und sind nicht sehr viel beobachtet worden. Vielleicht bilden sie Übergänge zu den unregelmäßigen Veränderlichen.

Die nächste Aufgabe ist nun die, auch für die Md Sterne, deren Perioden 200^d–400^d betragen, die Häufigkeit des Vorkommens der einzelnen Formen von Lichtkurven festzustellen. Wegen der großen Zahl dieser Sterne ist diese Aufgabe recht mühsam, und ihre Lösung erfordert viel Zeit. Daher wird es empfehlenswert sein, zunächst einmal aus dem genannten Periodenintervall engere Intervalle herauszugreifen und für diese die Klassifizierung der Lichtkurven vorzunehmen. Ich habe hierzu die Intervalle von $P = 255^d$–275^d und $P = 310^d$–340^d gewählt. Für das erstere habe ich bereits folgende Verteilung ermittelt

Lk	$P = 255^d$–275^d
a (a)	10
a b	4
b	12
b c	0
c	0
d (d)	0
pec	0
unbekannt	3
	29

Es ist nicht unmöglich, daß diese Zahlen noch kleine Änderungen erfahren. Jedenfalls ist ersichtlich, daß in diesem Periodenintervall die a-Kurven schon fast ebenso häufig sind wie die b-Kurven, während sie bei den Md-Sternen mit $P \leq 200^d$ überhaupt nicht vorkommen.

Anhang. Anmerkungen zu der Tabelle

[1]) 1408 Z Aql. Aus den Beobachtungen 1913–23 des Harvard Obs. und der Am. Ass. ließen sich 11 M und 8 m ablesen, woraus ich neue Elemente abgeleitet habe, um das bisher unsichere $M-m$ genauer zu bestimmen. Es ergab sich $M = 2421871 + 129^d5\,E$, $M-m = 61^d3$, m. F. eines $M \pm 4^d1$, m. F. eines $m \pm 8^d0$.

[2]) 1667 Z Aqr. Nach den photographischen Harvard Beobachtungen scheinen An- und Abstieg der Lk sehr steil, die M und m dagegen meist sehr flach. Manchmal entstehen Algol-ähnliche Lichtkurven. Die Lk ist jedenfalls sehr veränderlich.

[3]) 204 X Cam. Aus verschiedenen Beobachtungsreihen konnten für 1921–23 21 M und 20 m ermittelt werden. Daraus ergab sich

$M = 2418920 + 142^d58\,E$ m. F. des einzelnen $M \pm 5^d4$
$m = \quad\quad 0252 + 142^d34\,E$ » » » » $m \pm 4^d6$

In den B–R ist noch, namentlich bei den m, ein Gang vorhanden, der auf ein Sinusglied hindeutet. Im Mittel nehme ich $P = 142^d4$, $M-m = 66^d8$ an.

[4]) 573 S Car. Deutlicher Buckel im Anstieg, der aber manchmal ausbleibt, dann ist M sehr breit. m ist im allgemeinen viel spitzer als M.

[5]) 1142 RY Oph. Aus den Beobachtungen 1912–23 (hauptsächlich der B. A. A. und der Am. Ass.) wurden 21 M und 17 m abgeleitet, die folgende Elemente ergaben: $M = 2419618 + 151^d0\,E$, $M-m = 70^d$. Der m. F. des einzelnen M ist $\pm 4^d3$ (wobei ein anomales M Anfang 1919 ausgeschlossen ist), der m. F. eines m ist $\pm 4^d6$. Die Lk ist im allgemeinen a b oder b, aber 1917–18 war sie a pec (Buckel im Abstieg). Anfang 1919 folgte dann ein M mit Buckel im Anstieg und 22 tägiger Verspätung, dann war die Lk wieder die gewöhnliche. M und m sind im allgemeinen ungefähr gleich spitz, aber 1917–18 war das M spitzer als das m.

[6]) 897 RZ Sco. Aus Beobachtungen 1911–23 lassen sich 7 M und 7 m ableiten, die durch die Elemente $M = 2421727 + 162^d\,E$, $M-m = 75^d$ gut dargestellt werden.

[7]) 211 R Pic. Lk stark veränderlich, die M meist sehr schlecht definiert, die m etwas besser.

[8]) 89 RV And. Wenig beobachtet, sehr unregelmäßige Lk. Nebenminima in der Mitte zwischen den Hauptminima? In Nr. II habe ich für diesen Stern Zugehörigkeit zur RV Tauri Klasse vermutet.

[9]) 1345 RT Cyg. Aus 23 M und 21 m, die 1912–23 beobachtet sind, ergab sich $M = 2419454 + 191^d6\,E$, $M-m = 91^d$, M. F. eines $M \pm 8^d7$, m. F. eines $m \pm 5^d6$. Bei dem Anstieg Ende 1912 hatte die Kurve einen Buckel, sonst war sie stets glatt. 1912–23 war die Lk entschieden nicht so unsymmetrisch, wie in der G. u. L. angegeben.

[10]) 1141 W Lyr. Die Lk hat im Anstieg meist einen deutlichen Buckel. Die im Text der G. u. L. behauptete Ähnlichkeit mit U Geminorum besteht nicht, die dort erwähnten langsamen Helligkeitsanstiege sind von 1911–23 nur ein- oder höchstens zweimal vorgekommen.

[11]) 247 T Pic. Aus Beobachtungen 1918–23 des Observatoriums zu Johannesburg und der Am. Ass. habe ich 6 M und 3 m abgeleitet, aus denen sich ergab $M = 2421834 + 200^d\,E$, $M-m = 101^d$. Diese Elemente stellen die Beobachtungen gut dar.

Potsdam, Astrophysikalisches Observatorium, 1924 März. H. Ludendorff.

De Sitters Kosmologie und die Radialbewegungen der Spiralnebel. Von *C. Wirtz*.

Die Welt *de Sitters* ist eine sphärische Raum-Zeit-Welt, ein vierdimensionales Kontinuum aus Raum und imaginärer Zeit, das die Oberfläche einer Kugel in fünf Dimensionen bildet. *De Sitters* Weltraum ist masseleer, alle Masse fortgefegt an eine der Beobachtung nicht zugängliche Stelle des Raumes in einen Massenhorizont oder in einen Ring peripherischer Materie, notwendig, um die Leere innerhalb aufrecht zu erhalten. *Einsteins* ein Höchstmaß an Materie enthaltende und *de Sitters* Welt bilden die beiden Grenzfälle, zwischen die die wirkliche Welt sich einordnet. *W. de Sitter*, MN 78 3, 1918; *A. S. Eddington*, Math. theory of relativity, Cambridge 1923, Chapt. III. V.; vgl. ferner die anschauliche graphische Darstellung der *de Sitter*schen Welt bei *H. Weyl*, Naturwiss. 12 (1924), p. 201.

In *de Sitters* Welt, System B, tritt nun ein Phänomen ein, das der astronomischen Beobachtung zugänglich ist. Mit wachsendem Abstand vom Koordinatenursprung verlaufen die natürlichen Erscheinungen immer langsamer, immer lang-

samer gehen die natürlichen Uhren. Insbesondere werden die Atomschwingungen immer langsamer. Diese Abnahme der Schwingungsdauer kann konstatiert werden, denn sie wird dem Beobachter durch das Licht gemeldet: die Spektrallinien, die von fernen, in dem benutzten Koordinatensystem ruhenden Lichtquellen ausgehen, müssen gegen Rot verschoben sein. Ein im leeren Raum einmal vorhandenes Teilchen wird vom Nullpunkt fortgetrieben mit einer Beschleunigung, die mit dem Abstand wächst. In *de Sitters* Welt bestehen somit zwei Ursachen für eine Rotverschiebung der Spektrallinien: erstens die allgemeine Zerstreuung der Materie gegen den Massenhorizont hin und dann die spektrale Verlagerung gegen Rot, die für ferne Objekte auch bei deren Ruhe gegen den Koordinatenursprung infolge des sich verlangsamenden Ablaufes der Zeit eintritt.

Allerdings kann auf Grund der Symmetrie von *de Sitters* Weltformel ein beliebiger Punkt als Nullpunkt gewählt werden, d. h. es existiert kein Unterschied im beobachteten Ablauf der Vorgänge im Nullpunkt oder im Horizont. Jeder Punkt kann Nullpunkt sein, durch jeden Punkt der *de Sitter*schen Welt kann der Massenhorizont, die unerreichbare Grenze des Raumes, hindurchgehen. Die Folgerung vom Stillstand der Zeit wird von *de Sitter* abgelehnt mit der Bemerkung, daß alle Paradoxien dieser Welt nur auf Ereignisse zuträfen, die vor Anfang oder nach Ende der Ewigkeit geschehen. Wenn man gegen *de Sitters* Welt geltend macht, sie sei nicht statisch, sobald Materie hineingebracht wird, so kann diese Eigenschaft eher für als gegen ihre physikalische Wahrscheinlichkeit in Anspruch genommen werden.

Ist es möglich, das Langsamerwerden der natürlichen Prozesse in großen Entfernungen wahrzunehmen?

De Sitter wies gleich auf die gesicherte starke Rotverschiebung im Spektrum dreier Spiralnebel hin, die, als Dopplereffekt berechnet, auf Geschwindigkeiten von durchschnittlich +600 km führt. Es fließt aber aus *de Sitters* Theorie nicht nur die Tatsache der Rotverschiebung an sich, sondern, wie erwähnt, auch das Anwachsen dieser Rotverschiebung mit wachsender Entfernung, und zwar aus zwei Gründen. Das muß sich in den Beobachtungen in der Form äußern, daß die Doppler-Radialbewegungen mit zunehmendem Abstand der Spiralnebel größere und größere positive Werte erreichen. Nun sind zwar die Entfernungen der Spiralnebel nicht bekannt, man kann indes unter der Voraussetzung ihrer durchschnittlich gleichen linearen Größe als Maß des Abstandes den scheinbaren Durchmesser einsetzen. In der Kosmologie *de Sitters* sollen die Radialbewegungen wachsen mit abnehmendem scheinbaren Durchmesser.

Um diese Erwartung nachzuprüfen, liegt eine hinreichende Anzahl v vor, die Objekte mit großem und kleinem scheinbaren Durchmesser umfaßt. In der Hauptsache verdankt man die ebenso schwierigen wie wertvollen Bestimmungen den Arbeiten von *V. M. Slipher*, Lowell Observatory. Seine Werte der Radialbewegung v sind in einer Liste vereinigt, die von Februar 1922 stammt und auch einige noch unveröffentlichte Daten enthält; sie steht bei *Eddington* l. c. p. 162. Dazu kam aus anderer Quelle die Radialbewegung von NGC 2681 mit +700 km, sodaß insgesamt die v für 42 Spiralnebel vorlagen. Die photographischen scheinbaren Durchmesser wurden teils aus *H. D. Curtis*, Lick Public. 13, P. I (1918), teils aus *F. G. Pease*, Mt. Wilson Contr. Nr. 132 (1917), Nr. 186 (1920) entlehnt. Den folgenden Ergebnissen einiger kleiner Rechnungen liegen die großen Achsen der Nebel in Bogenminuten zugrunde, aus naheliegenden Gründen nicht die Nummern, sondern die log Dm. Durch Zusammenfassung in geeignete Gruppen nach den beiden Argumenten log Dm und v erhält man das Täfelchen:

Argum. log Dm			Argum. v		
log Dm	v	n	v	log Dm	n
0.24	+827 km	9	−183 km	1.11	5
0.43	+656	7	+255	0.76	8
0.66	+512	8	+475	0.96	6
0.88	+555	10	+630	0.52	6
1.07	+334	5	+809	0.48	7
1.72	−20	3	+1180	0.60	6

Darin spricht sich klar ein Gang in dem Sinne aus, daß mit wachsendem scheinbaren Durchmesser die positive Radialbewegung abnimmt. Weniger deutlich, aber immer noch unverkennbar, sieht man, daß mit wachsendem v der scheinbare Durchmesser abnimmt. Der Grad der Bindung beider Größen v und log Dm, aneinander wird durch den aus den 42 Wertepaaren gerechneten Korrelationskoeffizienten bestimmt zu

$$r = -0.455 \pm 0.122, \quad n = 42$$

Mittel: $v = +574$ km, log Dm $= 0.71$ (geom. Mittel $= 5'1$)

mit den Regressionslinien

$$v\,(\text{km}) = 914 - 479 \log \text{Dm} \qquad \log \text{Dm} = 0.96 - 0.000432\, v$$

Es bleibt also schon so kein Zweifel, daß die positive Radialbewegung der Spiralnebel mit zunehmender Entfernung ganz erheblich anwächst. In Wahrheit mag aber sehr wohl die gegenseitige Bedingtheit zwischen v und Dm stärker sein als es hier der formale Wert r kenntlich macht. Trägt man nämlich die einzelnen Größen v nach log Dm graphisch auf, so zeigt dieses Diagramm die V-förmige oder dreieckige Gestalt, aus der man folgende Tatsachen abliest: bei den scheinbar kleinen Nebeln kommen kleinste und größte v vor; die scheinbar großen Nebel haben kleinste v; unter den Nebeln mit kleinen v trifft man kleine und große Objekte; große Nebel mit großen v gibt es nicht.

Daraus ist zu schließen, daß die Streuung der linearen Ausdehnung der Nebel die dreieckige Fläche des Diagramms ausfüllt derart, daß unter den nahen Nebeln mit geringen v absolut kleine und große Gebilde vorhanden und sichtbar sind, während in den Fernen des Weltraumes nur noch die absolut großen Nebel mit hohem v der Beobachtung auf Radialbewegung unterlagen. Dann würde der Gang zwischen v und scheinbarem Dm am ehesten wiedergegeben durch die den absolut größten Nebeln folgende Hypotenuse des Dreiecks, das die darstellenden Punkte einschließt, in der Überlegung, daß die Riesen unter den Nebeln in allen Abständen durchschnittlich gleiche lineare Ausdehnung besitzen. Für die größten Nebel ergibt sich dann aus der graphischen Darstellung beiläufig die Formel

$$v\,(\text{km}) = 2200 - 1200 \log \text{Dm}.$$

Der Koeffizient 1200 sagt aus, daß mit Verzehnfachung des Abstandes die als reiner Dopplereffekt berechnete Rotverschiebung um 1200 km steigt. Diese Faustregel hat einen Vorzug: sie kollidiert nicht mit der Lichtgeschwindigkeit, denn die aus den Eigenschaften des *de Sitter*schen Raumes

fließenden wirklichen und scheinbaren Radialbewegungen ferner Materie nehmen danach nur langsam mit der Distanz zu und eine Rotverschiebung, aus der als Dopplereffekt die Lichtgeschwindigkeit folgte, würde erst erreicht werden in Abständen, die weit jenseits der Meinungen liegen, die man heute über die Lage der Himmelskörper hegt — etwa in 10^{10} Parsec eine Größe, die auch über alle Schätzungen für den Radius des gekrümmten Raumes hinausgeht.

Für 32 der 42 Nebel mit Radialbewegung kommen in Lund Meddel. (2) 29 (1923) die photometrischen Flächenhelligkeiten vor, und es mag in diesem Zusammenhang Erwähnung verdienen, daß auf dem größeren neuen Material sich die gleiche Korrelation zwischen Radialbewegung und Flächenhelligkeit ergibt, wie in LM. p. 31, ein Korrelationskoeffizient $r = +0.02 \pm 0.18$, d. h. es besteht keine Beziehung zwischen beiden Wertereihen. Immerhin deutet das Vorzeichen an, daß die Radialbewegungen mit abnehmender Flächenhelligkeit wachsen. Gleichsinnig haben sich noch stets alle Korrelationen herausgestellt, die man zwischen Paaren von Charakteristiken der Nebel aufstellen mochte, in die auf irgend eine Art der Abstand der Gebilde hineinspielt. Dem absoluten Betrage nach häufig an der Grenze der Realität, aber dem Vorzeichen nach immer auf eine (überaus geringe) Absorption in den Tiefen des Weltraumes hindeutend, in die man die Nebel hinausschiebt. Vgl. AN **222** 33 (1924).

In anderer Form ist der Zusammenhang zwischen den Radialbewegungen der Nebel und ihrem Abstand schon in AN **215**, p. 351 (1922) erkannt worden. L. c. zeigt sich, daß die speziellen mit Vorzeichen genommenen Radialbewegungen der Nebel zunehmen mit wachsender Größenklasse der Totalhelligkeit, und zwar ist die Bindung charakterisiert durch die Korrelation $r = +0.21$ aus 29 Objekten, während hier aus 42 Wertepaaren der Korrelationskoeffizient Radialbewegung log scheinb. Dm. zu $r = -0.46$ herauskam. Eine Erscheinung die sich in der beschriebenen Weise durch die Eigenschaften der *de Sitter*schen Welt darstellen läßt.

März 1924. *C. Wirtz.*

Über die Änderung der Periode von η Aquilae. Von *J. Hellerich.*

Die kürzlich von *C. G. Wylie*[1]) veröffentlichten lichtelektrischen Beobachtungen von η Aquilae haben die Veränderlichkeit der Periode dieses Sterns bestätigt. Aus dem Vergleich mit den photographischen Beobachtungen von *A. Kohlschütter*[2]) folgt, daß im letzten Jahrzehnt eine Verlängerung der Lichtwechselperiode stattgefunden hat, ob dieselbe aber als säkulare oder langperiodische Ungleichheit anzusehen ist, läßt sich, wie die im Ap. J. gegebene Darstellung der älteren Epochen zeigt, nicht ohne weiteres entscheiden. In der Darstellung erkennt man aber, daß die Maximumepochen geringere Periodenänderungen als die Minima ergeben. Teilweise wird man diese Verschiedenheit auf die Unsicherheit der Bestimmung der Epochen und die systematischen Auffassungsfehler bei der Festlegung der Hauptphasen zurückführen können, die besonders bei dem flacher verlaufenden Minimum vorhanden sein werden. Anderseits besteht auch die Möglichkeit, daß reelle Schwankungen der Epochenzeiten der Maxima und Minima vorkommen, wie aus den Untersuchungen von *W. J. S. Lockyer*[3]) hervorgeht. Es erschien deshalb zweckmäßig eine Untersuchung der Periodenänderung unabhängig von den Hauptphasen, unter Benutzung eines anderen gut bestimmbaren Punktes der Lichtkurve auszuführen. Hierzu wurde die mittlere Helligkeit [$^1/_2$ (Max. + Min.)] des aufsteigenden Astes der Lichtkurve gewählt, da die Phase dieses Punktes wegen des steilen Anstiegs der Helligkeit sehr genau ermittelt werden kann.

Für die Untersuchung verwendet wurden folgende Beobachtungsreihen:

1. Die von *Pigott* erhaltenen Beobachtungen in der von *Argelander* (Bonner Beobachtungen VII, 2 pg. 355) in Stufenschätzungen umgewandelten Form. Sämtliche Beobachtungen wurden auf einen Umlauf reduziert mit Hilfe des Periodenwertes $7^d 176382$.

2. Die Beobachtungen von *Westphal* (Zeitschrift für Astronomie von *Lindenau* und *Bohnenberger* Bd. 6 pg. 302). Die Helligkeitsangaben *Westphals* wurden in ähnlicher Weise wie die *Pigott*schen Beobachtungen in Stufen umgerechnet und mit der Periode $7^d 176382$ auf einen Umlauf reduziert.

3. Die Beobachtungen von *Argelander, Heis, Schönfeld, Schmidt* wurden aus der oben erwähnten *Lockyer*schen Arbeit entnommen. Hierbei sind zur Ableitung der Lichtkurven immer mehrere hundert Umläufe zusammengefaßt worden zu einer mittleren Lichtkurve, wie aus der folgenden Übersicht zu ersehen ist.

Beobachter		Grenzen der Epochen	Mittlere Epoche
Argelander	I	50– 350	200
	II	650– 950	800
Heis		150– 450	300
Schönfeld	I	750– 950	850
	II	1350–1750	1550
	III	2450–2550	2500
Schmidt	I	250– 750	500
	II	850–1350	1100
	III	1450–1950	1700

4. Für die Reihen von *Schwarzschild, Luizet, Kohlschütter* und *Wylie* lagen bereits die mittleren Lichtkurven, berechnet aus den auf einen Umlauf reduzierten Einzelbeobachtungen, vor.

Die Phasen des oben zur Epochenbestimmung ausgewählten Punktes wurden aus graphischen Darstellungen der Lichtkurven der einzelnen Beobachtungsreihen entnommen und durch Addition des betreffenden Phasennullpunktes die Normalepoche abgeleitet.

In der nachfolgenden Übersicht sind die Normalepochen nebst der Darstellung B—R durch die provisorischen Elemente Epoche in Z. Gr. $= 2393296^d 936 + 7^d 176382\,E$ zusammengestellt. Die B—R bestätigen zunächst das Vorhandensein einer Periodenänderung, wie sie bereits durch die Maxima und Minima des Lichtwechsels angedeutet ist, und zwar hat eine Verlängerung der Periode stattgefunden. Anzeichen für eine Abnahme sind in dem ganzen von den Normalepochen

[1]) ApJ. 56,217. [2]) AN 183,10. [3]) Dissertation Göttingen 1897.